

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

І.Ф.СКИЦЬКО

ФІЗИКА:

**ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ТЕМПЕРАТУРИ
НА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ МЕТАЛІВ
І НАПІВПРОВІДНИКІВ**

**Інструкція
до лабораторної роботи**

*Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
як навчальний посібник для студентів,
які навчаються за спеціальністю 125 «Кібербезпека»,
спеціалізацією «Безпека державних інформаційних ресурсів»
і спеціальністю 172 «Телекомунікації та радіотехніка»,
спеціалізацією «Спеціальні телекомунікаційні системи»*

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2018

Рецензент: Ужва В.І., доцент кафедри загальної фізики та фізики
твердого тіла фізико-математичного факультету КПІ ім.
Ігоря Сікорського, канд. фіз.-мат. наук, доц.

Відповідальний редактор: Лінчевський І.В., професор кафедри
загальної та теоретичної фізики КПІ ім.
Ігоря Сікорського, д-р фіз.-мат. наук, проф.

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
(протокол № 7 від 29.03.2018 р.) за поданням Вченої ради фізико-
математичного факультету (протокол № 1 від 27.02.2018 р.)*

Електронне мережне навчальне видання

Скіцько Іван Федорович, канд. фіз.-мат.наук, доц.

ФІЗИКА: ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ТЕМПЕРАТУРИ НА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ МЕТАЛІВ І НАПІВПРОВІДНИКІВ

Інструкція до лабораторної роботи

Фізика: Дослідження впливу температури на електропровідність металів і напівпровідників: Інструкція до лабораторної роботи [Електронний ресурс] : навч. посіб. для студ. спец. 125 «Кібербезпека», 172 «Телекомунікації та радіотехніка» / І. Ф. Скіцько; КПІ ім. Ігоря Сікорського. – Електронні текстові дані (1 файл: 1,1 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2018. – 30 с.

Посібник забезпечує проведення лабораторної роботи «Дослідження впливу температури на електропровідність металів і напівпровідників» за програмою навчальної дисципліни «Фізика». Детально розглядається теорія лабораторної роботи, методика проведення дослідження і обробки результатів вимірювань.

Призначений для студентів-здобувачів ступеня бакалавра за спеціальностями 125 «Кібербезпека» і 172 «Телекомунікації та радіотехніка», буде корисним і для студентів інших технічних спеціальностей вищих навчальних закладів.

© І.Ф.Скіцько, 2018

© КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2018

ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ТЕМПЕРАТУРИ НА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ МЕТАЛІВ ТА НАПІВПРОВІДНИКІВ

Мета роботи:

1. Ознайомитись з природою впливу температури на електропровідність металів та напівпровідників.
2. Дослідити експериментально залежність опору металу та напівпровідника від температури.
3. Визначити температурний коефіцієнт опору металу.
4. Визначити ширину забороненої зони напівпровідника та енергію активації домішки (якщо напівпровідник домішковий).

1. ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ТЕМПЕРАТУРИ НА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ ПРОВІДНИКІВ

Теоретична частина

Опір провідника протіканню струму зовсім не така проста річ, як може здатися на перший погляд. Тут не обійтись без поняття кванта. Але спочатку спробуємо обійтись без його допомоги.

Класична теорія

В класичній теорії не використовується поняття квант. У багатьох книжках і підручниках написано, що електричний опір металів є результатом зіткнення електронів, які переносять заряд, з іонами кристалічної решітки. Таке розуміння опору металів виражає класична

теорія. Проте, вона не може пояснити ряд основних особливостей електричного опору. В класичній теорії безумовно справедливо одне: опір виникає від того, що електрони передають частину своєї енергії і імпульсу (кількості руху) кристалічній решітці. Але яким чином відбувається ця передача – питання зовсім не просте.

Температурна залежність. Опір чистих металів сильно зростає з температурою. Для багатьох із них зростання в основному пропорційне абсолютній температурі. При низьких температурах така проста залежність порушується. Це добре видно із рис.1, де показано, як змінюється з температурою питомий опір міді – провідника, який найбільш широко використовується для передачі струму.

Як видно із рис.1, в області високих температур залежність прямолінійна. Але якщо цю пряму продовжити

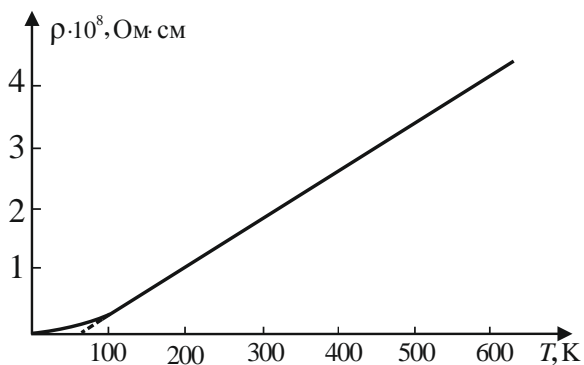


Рис.1. Графік залежності питомого опору міді від абсолютної температури.

в сторону низьких температур (на рис.1 показано пунктиром), то вона йде не в абсолютний нуль, а в дещо

вищу температуру – для міді біля 60К. При низьких температурах залежність $\rho(T)$ є більш складною ($\rho \sim T^5$). При наближенні до абсолютного нуля опір металів стає дуже малий. Є група металів, у яких опір зникає зовсім при температурах на декілька градусів вище абсолютного нуля (явище надпровідності).

Якщо пояснювати існування електричного опору зіткненнями електронів з іонами, то температурна залежність опору чистих металів стає зовсім незрозумілою. Справа виглядає так, начебто електрони зіштовхуються тільки з іонами (атомами), які здійснюють тепловий рух, але вільно пролітають мимо нерухомих. Виглядає так, що електрону легше потрапити в атом, який рухається. Звичайно, що це не правильно. Таким чином класична теорія не здатна пояснити залежність $\rho(T)$ для металів.

Залишковий опір. Коли вимірюють опір чистих металів при дуже низьких температурах, то виявляється цікавий факт. Продовжуючи криву $\rho(T)$ (аналогічно як на рис.1) до абсолютного нуля, отримують опір, який повинен би зменшуватись, якщо б на досліді можна було досягнути абсолютного нуля. Його так і називають залишковим опором. Виявляється, що він сильно змінюється від зразка до зразка. Залишковий опір дуже чутливий до невеликої кількості домішок, до механічної і термічної обробки металу. Очищаючи метал, обробляючи його так, щоб добитись майже досконалої кристалічної структури, можна зменшити залишковий опір, і не має меж цьому зменшенню. І так досвід підштовхує до такого висновку: ідеальний кристал при температурі абсолютного нуля не

повинен мати електричного опору. Іншими словами: електричний опір чистих металів обумовлений порушеннями кристалічної решітки, які викликаються тепловим рухом, домішками, дефектами (неправильностями) кристалічної решітки.

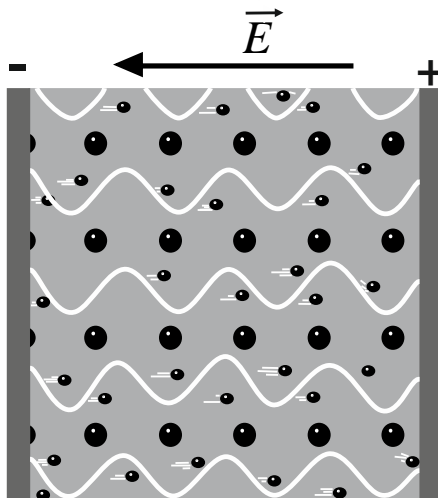


Рис.2. Рух електронів і розповсюдження електронних хвиль в ідеальному кристалі. Позначення: \bullet — іони кристалічної решітки; \bullet — електрони.

Атомні коридори. Якби електрони рухались за законом класичної механіки, вони повинні були би зіштовхуватись з іонами (атомами) незалежно від того, розташовані атоми в строгому порядку (як в кристалі), чи по іншому. Звичайно, між правильними рядами атомів є начебто коридори (рис.2), але щоб направити електрон по такому коридору, необхідна точна орієнтація кристала по відношенню до електричного поля, яке прикладене до

зразка. Але, як правило, мають справу не з одним кристалом, а із великою кількістю дрібних кристалів, які орієнтовані випадковим чином (рис.3). Одиноким правильним кристалом називають монокристалом, а з'єднання багатьох кристалів – полікристалічним агрегатом.

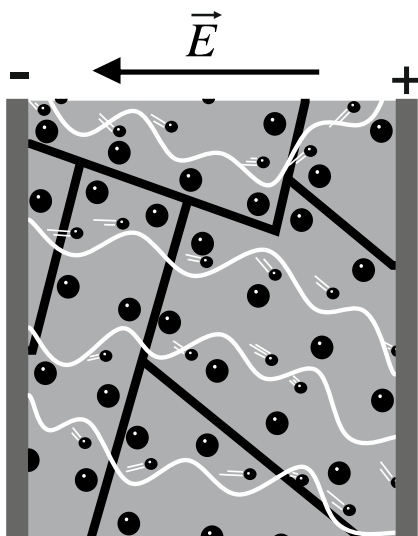


Рис.3. Схема руху електронів атомними лабіринтами в полікристалічному зразку.
Прямі лінії — — — — — границі мікрокристалів;
● — іони кристалів; ● — електрони.

Точні вимірювання показують, що опір полікристалічних агрегатів дуже мало відрізняється від опору монокристалів. Особливо важливо те, що опір полікристалічних агрегатів сильно зменшується із зниженням температури. Це не можна пояснити рухом електронів атомними коридорами за законами класичної механіки. При переході із одного кристала в інший атомний коридор різко змінює свій напрямок (рис.3) і

електрон повинен був би з розгону вдаритись об "стіну". А він продовжує свій рух атомним лабіринтом.

Деяка цікава інформація. Давно відомо, що механічна і термічна обробка суттєво впливає на електричний опір металів. При 20°C звичайна технічна мідь має питомий опір 17,2 нОм·м. Після холодного протягування питомий опір мідного дроту зростає до 17,7 нОм·м. Навіть намотка проводу на котушку призводить до зростання його опору. Якщо провід відпалити, тобто довгий час нагрівати, а потім знову охолодити до 20°C, то значення опору повертається до нормальної величини. Очевидно, що опір чутливий до невеликих порушень кристалічної структури. Ще більше опір чутливий до мізерної кількості домішок. Старанне очищення зменшує питомий опір міді при $t = 20^\circ\text{C}$ до 16,9 нОм·м. Ця обставина має велике значення для техніки, так як вона дозволяє зменшити опір проводів і таким чином зменшити непотрібні витрати електроенергії на нагрівання. Якщо до міді додати 1% марганцю, то питомий опір її зростає до 48 нОм·м, тобто майже в 3 рази, і дорівнює опору чистого марганцю (50 нОм·м). Таким же чином впливають добавки заліза, кобальту, іридію та інші. Якби опір виникав від зіткнення електронів з атомами домішки, то ці домішки повинні були би впливати у сто раз слабше. З точки зору класичної теорії такий сильний вплив домішок на опір пояснити неможливо.

Спеціально розроблені сплави з високим питомим опором: нікелін, манганін, константан, ніхром та інші. Опір цих сплавів в декілька раз більший, ніж у їхніх складових. Так константан, який містить 60% міді і 40% нікелю має питомий опір 440 нОм·м, в той час як у чистої

міді він дорівнює 17 нОм·м, а у нікелю – 72 нОм·м. У ніхрома питомий опір біля 1000 нОм·м.

Температурна залежність опору сплавів значно слабша, ніж у чистих металів. Наприклад, у константана в інтервалі температур від 0°C до 400°C питомий опір змінюється тільки від 441 до 448 нОм·м.

З точки зору класичної теорії постійний опір сплавів мало зрозумілий так же, як і пропорційність між опором і температурою для чистих металів. Опір сплавів повинен був би за змістом цієї теорії складатись із опору складових частин за простим правилом змішування, а опір чистих металів пропорційний \sqrt{T} .

Квантова теорія.

Для теоретичного обґрунтування залежності питомого опору металів від температури візьмемо за основу одне з основних тверджень класичної електронної теорії електропровідності, що

$$\sigma = enu, \quad (1)$$

де $\sigma = 1/\rho$ – питома електропровідність металу (ρ – питомий опір), n – концентрація електронів провідності (так званих “вільних” електронів), u – рухливість електронів.

Вираз (1) має дві величини, які принципово можуть залежати від температури – це n і u .

Згідно зонної теорії металів, концентрація електронів провідності (електронів в зоні провідності) дорівнює при температурі $T=0$

$$n = \frac{8\pi}{3h^3} (2m_n^*)^{3/2} (W_F(0))^{3/2}. \quad (2)$$

де h – стала Планка, m_e^* – ефективна маса електрона в зоні провідності, яка практично дорівнює масі вільного електрона $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг, $W_F(0)$ – енергія Фермі (енергія рівня Фермі, який знаходиться в зоні провідності металу) при $T = 0$.

Для металів енергія Фермі практично не залежить від температури. Наприклад,

$$\frac{W_F(T)}{W_F(0)} \approx 10^{-3} - 10^{-4},$$

де $W_F(T)$ – енергія фермі при температурі плавлення металу ($T = 1000$ К). Тому можна вважати, що концентрація «вільних електронів» n не залежить від температури, тобто практично є сталою. Залишається вияснити залежність від температури рухливості електронів.

Згідно квантової механіки електрон має одночасно властивості частинки і хвилі (співвідношення де Бройля $\lambda = h/(m_e v)$). Ширина атомних коридорів близька до довжини хвилі електрона і тому при русі такими коридорами хвильові властивості електрона проявляються в повній мірі.

В радіотехніці сантиметрових хвиль широко застосовуються хвилеводи. Це – металічні трубки круглого або прямокутного перерізу. Радіохвилі розповсюджуються по хвилеводу, ідучи за всіма його згинами. Світло теж електромагнітні хвилі і його можна передавати по світловодах (трубки із дзеркальними стінками). Дія світловода із дзеркальними стінками зрозуміла. Світлові хвилі весь час відбиваються від стінок і, таким чином, залишаються всередині світловода. Радіохвилі теж добре відбиваються від гладких металічних поверхонь. Якщо поверхня шерстка, то хвиля якби розривається об

зазубринки і в результаті розсіюється і поглинається. При цьому енергія хвилі переходить в тепло.

У квантовій теорії протікання електричного струму через метал представляється як розповсюдження електронних хвиль атомними коридорами, які грають роль хвильоводів. Якщо атоми розташовані на площині в ідеальному порядку, на однакових відстанях один від одного, то така площа повністю відбиває електронні хвилі – як ідеальне дзеркало. Розсіювання і поглинання електронних хвиль відбувається тільки при порушенні строгого порядку в розташуванні атомів. Цей висновок вперше був отриманий досить складним математичним шляхом із рівнянь квантової механіки.

Розглянемо якісно причину існування електричного опору. В ідеальному правильному кристалі хвильоводи досконало гладкі. Всякі порушення атомного порядку

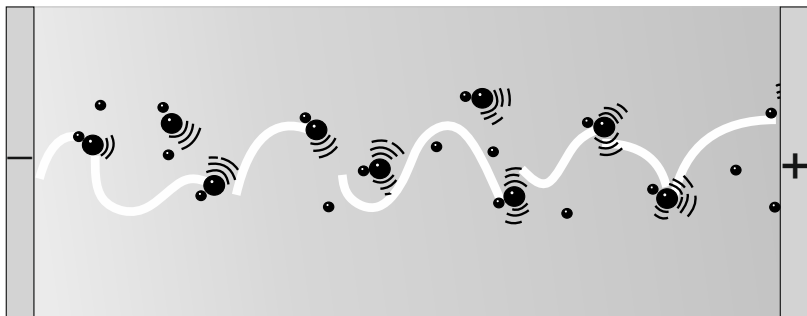


Рис.4. Порушення правильності атомного хвильоводу тепловим рухом атомів. Позначення: ● – іони кристалічної решітки; ● – електрони.

діють як шерсткість стінок хвильоводу. Електронні хвилі розсіюються порушеннями ґратки. Частина енергії електронів поглинається і переходить в тепло. *Це і є квантовий механізм електричного опору.* Правильність

атомних хвилеводів порушується тепловими коливаннями іонів кристалічної решітки, на яких розсіюються електронні хвилі (рис.4). Звідси виникає тепла частина електричного опору, яка залежить від температури. Охолоджуючи метал, її можна зробити скільки завгодно малою. При цьому залишається залишковий, або структурний опір, зв'язаний з постійними дефектами (порушеннями) кристалічної структури. Дефекти є у всякого кристала. Додаткові дефекти виникають при холодній механічній обробці – протягуванні проводу і навіть при намотці його на котушку. Від цього і збільшується опір. При тривалому нагріванні (відпалі) атоми повертаються на свої місця і дефекти заліковуються – опір зменшується.

Проникнення чужеродних атомів викликає серйозні порушення кристалічної решітки. При цьому один атом домішки може вибити з місця сотні атомів кристала – "господаря". Тому-то домішки і підвищують опір. Встановлено, що дія домішки тим сильніша, чим більше її атоми відрізняються від атомів «господаря» за розмірами та іншими факторами, чим сильніше вони порушують правильність кристалічної решітки.

Якщо охолоджувати метал, то тепла (причиною якої є тепловий рух) частина опору падає. Коли вона стає значно меншою, ніж структурна частина, яка незалежить від температури, то при подальшому охолодженні опір майже не змінюється. У сплавів з неупорядкованою будовою структурна частина опору настільки велика, що навіть при високих температурах більша від теплової. Цим і пояснюється слабка залежність електричного опору сплавів від температури.

Пояснення температурної залежності опору.
Тепловий рух в твердому тілі (металі) можна уявити як коливання атомів (іонів) біля своїх положень рівноваги. Але частинки в твердому тілі не можуть коливатись незалежно. Вони всі міцно зв'язані між собою і здійснюють колективні коливання. Колективні коливання великої кількості частинок речовини – це теж саме, що звукові хвилі.

Якщо вивести будь-яку частинку із положення рівноваги, то збурення буде розповсюджуватися по тілу із швидкістю звуку. Виявляється, що тепловий рух у твердому тілі можна розглядати як розповсюдження звукових хвиль. Нагріваючи тіло, ми примушуємо його звучати. На щастя для нас частота цих коливань в мільярди раз вища тих, які може чути наше вухо.

Так з'являється зв'язок між електричним опором і звуком. Електрони розсіюються на звукових хвилях, які збуджуються тепловим рухом кристалічної решітки. Але всякі хвилі *квантуються*. У звуковій хвилі це фонони, які здатні існувати тільки всередині речовини (у вакуумі фононів бути не може). Якщо звукову хвилю описувати як потік фононів, то і електрони можна вважати частинками, забувши про їх хвильові властивості. Тепер ми повертаємось до простого пояснення опору: електронам заважає вільно рухатись те, що вони зіштовхуються з іншими частинками – звуковими квантами (фононами).

Будемо вважати для простоти, що всі фонони мають однакову частоту ν . Це припущення неправильне, але помилка із-за нього невелика. Енергія фонона, як і всякого кванта, дорівнює $h\nu$, де h – стала Планка, а ν — частота

хвилі. Число фононів є $W/(hv)$, де $W = kT$ енергія теплового руху, яка пропорційна абсолютній температурі T , k – стала Больцмана. Тоді число фононів

$$N = \frac{W}{hv} = \frac{kT}{hv}, \quad (3)$$

Число фононів в твердому тілі пропорційне абсолютній температурі. Значить рухливість електронів у формулі (1) буде обернено пропорційною числу фононів. Тобто

$$u \sim \frac{1}{N} \sim \frac{1}{T}.$$

Це означає, що $\sigma \sim 1/T$, а питомий опір металів буде пропорційний абсолютній температурі. Тому можемо записати, що

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t), \quad (4)$$

де t – температура в градусах Цельсія, ρ – питомий опір при температурі t , ρ_0 – питомий опір при $t = 0$ °C, α – температурний коефіцієнт опору, що дорівнює:

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt}. \quad (5)$$

α характеризує відносну зміну питомого опору при зміні температури на один градус.

Зазначимо, що цей результат є справедливий тільки при достатньо високих температурах. Виходячи із змісту квантової теорії число фононів не може бути меншим одиниці. Подивимось, при якій температурі воно дорівнює одиниці. Цю температуру називають температурою Дебая і позначають грецькою буквою θ . У формулі (3) прийнявши $N = 1$, знаходимо що

$$\theta = hv/k. \quad (6)$$

Температура Дебая (або дебасівська температура) відіграє дуже важливу роль у фізиці твердого тіла. За її

допомогою число фононів, яке нас цікавить, виражається зовсім просто:

$$N = T/\theta. \quad (7)$$

При температурах нижчих дебаївської число $N < 1$. Це означає, що можна говорити тільки про середнє число фононів, і розрахунок ускладнюється. Але величина T/θ як і раніше залишається мірою числа фононів в твердому тілі, а значить, і числа зіткнень електронів з фононами.

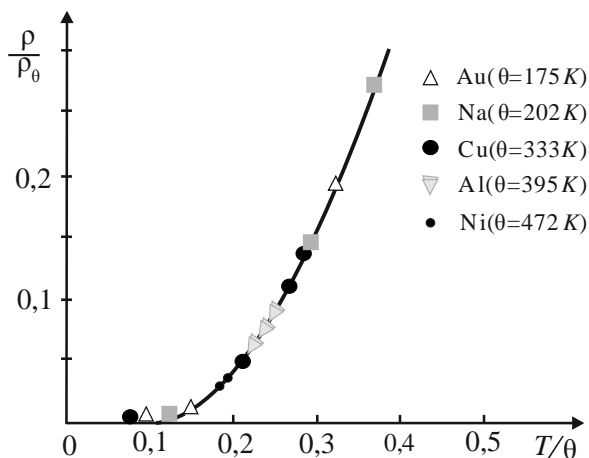


Рис.5. Узагальнена крива температурної залежності питомого опору чистих металів.

Виходячи із цього була висунута наступна гіпотеза: температурна залежність електричного опору чистих металів виражається універсальною функцією від міри числа фононів T/θ . Математично ця гіпотеза записується так:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = F\left(\frac{T}{\theta}\right), \quad (8)$$

де ρ – питомий опір при температурі T , ρ_0 – питомий опір при температурі θ , F – функція, вид якої може бути знайдений із досліду. Важливо те, що функція F –

універсальна для різних чистих металів. Як добре ця гіпотеза підтверджується на практиці видно із рис.5.

Методика визначення температурного коефіцієнта опору металу

Температурний коефіцієнт опору металу може бути визначений з експериментальних даних залежності питомого опору матеріалу від температури (4) або залежності опору металу від температури

$$R = R_0 (1 + \alpha t), \quad (9)$$

де $R = \rho(l/S)$. В цій формулі зміною розмірів при нагріванні можна знехтувати. Можна вважати, що довжина проводу l і площа його поперечного перерізу S не залежать від температури.

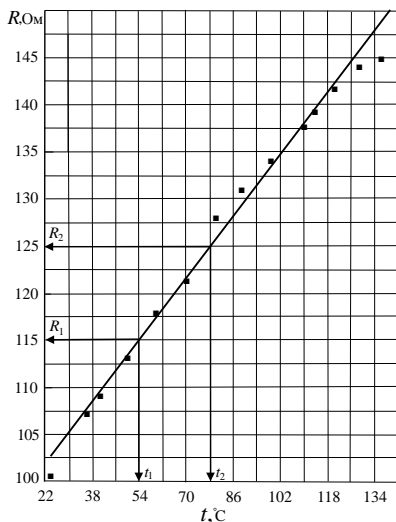


Рис.6. Залежність опору металу від температури.

Запишемо (9) для двох довільних значень температури t_1 та t_2 :

$$R_1 = R_0(1 + \alpha t_1);$$

$$R_2 = R_0(1 + \alpha t_2).$$

Визначимо із цих виразів коефіцієнт α . Отримаємо, що

$$\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1 t_2 - R_2 t_1} \text{ град}^{-1}. \quad (10)$$

Для визначення α нанесемо експериментальні точки залежності $R=f(t(^{\circ}\text{C}))$ опору металу від температури на координатну площину (вісь $y - R$, вісь $x - t(^{\circ}\text{C})$) (рис.6). Між точками провести пряму лінії таким чином, щоб кількість експериментальних точок з обох сторін прямої лінії була, по-можливості, однаковою. На прямій лінії виберемо дві точки з координатами (R_1, t_1) і (R_2, t_2) і за формулою (10) розрахуємо температурний коефіцієнт опору металу.

Підкреслимо, що значення R і t потрібно брати для точок, які належать прямій лінії, а не за даними вимірювань (див.рис.6), тому що, проводячи пряму лінію, тим самим враховуються випадкові похибки вимірювань.

2. ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ТЕМПЕРАТУРИ НА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Теоретична частина

В загальному випадку електропровідність напівпровідника визначається за такою формулою:

$$\sigma = e n u_n + e p u_p, \quad (11)$$

де n – концентрація електронів провідності, p – концентрація дірок провідності, u_n і u_p – рухливості електронів і дірок, відповідно (визначаються за формулою

$u = e\langle\tau\rangle / m$, e – заряд носія за модулем, а m – маса, $\langle\tau\rangle$ – час вільного пробігу).

Власний напівпровідник. Це напівпровідник з ідеальною кристалічною решіткою, яка не містить ні домішок, ні ніяких дефектів. Енергетична діаграма такого напівпровідника приведена на рис.7. При температурі $T \neq 0$ носії заряду: електрони в зоні провідності (ЗП) і дірки у валентній зоні (ВЗ) появляются внаслідок «переходу» електронів із ВЗ в ЗП (процеси 1 на рис.7 – процеси генерації).

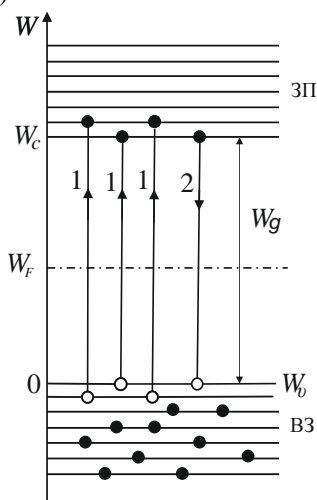


Рис.7. Енергетична діаграма власного напівпровідника. Світлі кружечки – дірки, темні кружечки електрони. Температура $T \neq 0$. ЗП – зона провідності, ВЗ – валентна зона. W_c – енергія дна зони провідності, W_v – енергія стелі валентної зони, прийнята за початок відліку енергії, W_F – енергія рівня Фермі, $W_g = W_c - W_v$ – ширина забороненої зони.

Одночасно мають місце і зворотні процеси – процеси рекомбінації електронів провідності і дірок (процеси 2 на рис.7). При сталій температурі між процесами 1 і 2 встановлюється рівновага.

Таким чином з'являється рівноважна концентрація електронів провідності n_i і дірок провідності p_i , які однакові між собою.

Тому формула (11) для власного напівпровідника може бути записана так:

$$\sigma = en_i(u_n + u_p), \quad (12)$$

де

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \cdot \exp \left\{ -\frac{W_g}{2kT} \right\}. \quad (13)$$

У формулі (13) W_g - ширина забороненої зони напівпровідника, k - стала Больцмана, N_c , N_v - ефективні густини станів біля дна ЗП і біля стелі ВЗ, відповідно. Вони визначаються формулами:

$$N_c = \frac{2}{h^3} (2\pi m_n^* kT)^{3/2}, \quad (14)$$

$$N_v = \frac{2}{h^3} (2\pi m_p^* kT)^{3/2}, \quad (15)$$

де h - стала Планка, k - стала Больцмана, m_n^* і m_p^* - ефективні маси електронів в ЗП і дірок у ВЗ, відповідно.

Рухливості u_n і u_p (визначаються за формулою $u = e\langle v \rangle / m$, e - заряд носія за модулем, m - їхня маса, $\langle v \rangle$ - час вільного пробігу) різні за величиною внаслідок різних ефективних мас m_n^* і m_p^* і часу вільного пробігу електрона і дірки, які залежать від механізмів розсіювання електронів і дірок в кристалічній решітці.

Можна виділити декілька основних механізмів розсіювання носіїв заряду:

- 1) на теплових коливаннях структурних елементів кристалічної решітки;
- 2) на іонізованих домішках (іони домішки);
- 3) на нейтральних домішках (атом домішки);
- 4) на дефектах кристалічної решітки;

5) на носіях заряду.

Четвертим і п'ятим видами розсіювання в теорії напівпровідників, як правило, нехтують. При високих температурах (кімнатній і вищій) перший вид розсіювання відіграє основну роль. Оскільки абсолютно чистих з ідеальною кристалічною решіткою напівпровідників не існує, то на відміну від металів, рухливості

$$u_n \sim T^{-3/2} \text{ і } u_p \sim T^{-3/2}. \quad (16)$$

Тоді формула (12) із урахуванням (14), (15) і (16) переписється так:

$$\sigma_i = \sigma_{0i} \exp \left\{ -\frac{W_g}{2kT} \right\}, \quad (17)$$

де $\sigma_{0i} = e\sqrt{N_c N_v}(u_n + u_p)$ – стала, яка слабо залежить від температури.

Якщо формулу (17) прологарифмувати, то

$$\ln \sigma_i = \ln \sigma_{0i} - \frac{W_g}{2k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (18)$$

Тобто залежність $\ln \sigma_i$ від оберненої температури $1/T$ є лінійною, що дає можливість визначити коефіцієнт $W_g/(2k)$, який містить такий важливий параметр напівпровідника, як ширина забороненої зони W_g .

Домішковий напівпровідник. Енергетична діаграма домішкового напівпровідника показана на рис.8. Для області низьких температур ($kT < \Delta W_n, kT < \Delta W_p$) утворення власних носіїв заряду (рис.8, процеси 3) малоімовірне. Тому електрони в ЗП появляються внаслідок іонізації донорів (процеси 1, рис.8), а дірки у ВЗ появляються внаслідок іонізації акцепторів (процеси 2, рис.8). Звичайно мають місце і зворотні процеси (процеси рекомбінації). Тому в стані рівноваги концентрація електронів в ЗП буде:

$$n_n = \sqrt{\frac{N_c N_d}{2}} \exp \left\{ -\frac{\Delta W_n}{2kT} \right\}, \quad (19)$$

а дірок у ВЗ

$$p_p = \sqrt{\frac{N_v N_a}{2}} \exp \left\{ -\frac{\Delta W_p}{2kT} \right\}, \quad (20)$$

де N_d і N_a – концентрації донорних і акцепторних атомів, відповідно. На практиці частіше всього зустрічаються напівпровідники з одним типом домішок або донорні, або акцепторні. Тому і є два типи напівпровідників: напівпровідники n -типу з електронною провідністю і напівпровідники p -типу з дірковою провідністю.

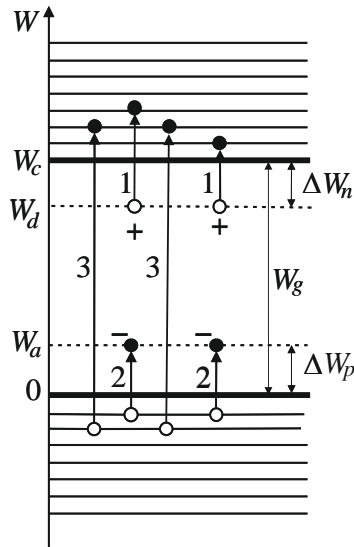


Рис.8. Механізм теплової генерації рухливих носіїв заряду в домішкових напівпровідниках. Світлими кружечками позначені дірки, чорними – електрони. Знаками “+” і “-” позначені іонізовані донори і акцептори. ΔW_n – енергія активації донорних домішок, ΔW_p – енергія активації акцепторних домішок, W_d і W_a – енергія донорних і акцепторних рівнів, відповідно.

Для напівпровідника n -типу для області низьких температур провідність буде така:

$$\sigma_n = \sigma_{0n} \exp \left\{ -\frac{\Delta W_n}{2kT} \right\}, \quad (21)$$

де $\sigma_{0n} = e \sqrt{\frac{N_c N_d}{2}} u_n$ – деяка стала, що слабо залежить від температури.

Якщо формулу (21) прологарифмувати, то

$$\ln \sigma_n = \ln \sigma_{0n} - \frac{\Delta W_n}{2k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (22)$$

Тобто $\ln \sigma_n$ лінійно залежить від оберненої температури $1/T$. Це дає змогу визначити коефіцієнт лінійної залежності $\frac{\Delta W_n}{2k}$ і таким чином визначити енергію активації домішки.

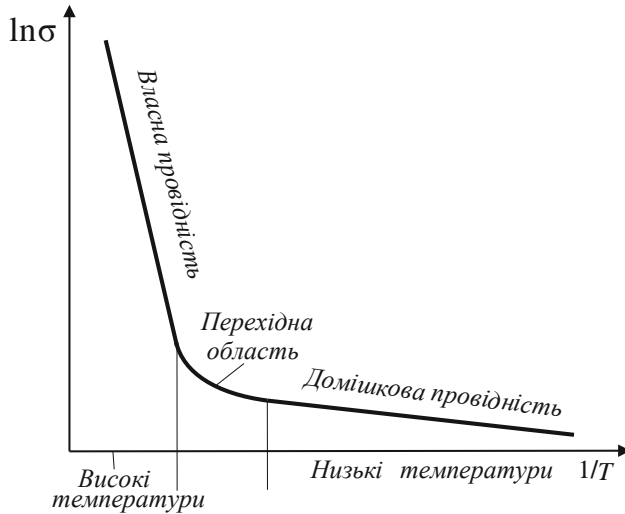


Рис.9.

В загальному випадку електропровідність напівпровідника n – типу буде:

$$\sigma = \sigma_{0i} \exp \left\{ -\frac{W_g}{2kT} \right\} + \sigma_{0n} \exp \left\{ -\frac{\Delta W_n}{2kT} \right\}, \quad (23)$$

де перший доданок власна провідність в області високих температур, а другий доданок домішкова провідність в області низьких температур. На рис.9 приведена схематична залежність $\ln \sigma$ від оберненої температури $1/T$ для домішкового напівпровідника.

Оскільки $\Delta W_n < W_g$, то домішкова та власна провідності, як правило, реалізуються при різних температурах, оскільки електрони використовують енергію теплового руху. Домішкова провідність реалізується при більш низьких температурах, при яких енергія руху кристалічної ґратки вже достатня для генерації домішкових носіїв, але ще не достатня для активної генерації власних носіїв, а тому власною провідністю (перша складова у формулі (23)) можна знехтувати.

Навпаки, при більш високій температурі, коли домішкові центри вже себе вичерпали (повністю іонізовані), починає діяти механізм генерації власних носіїв. Оскільки власних атомів завжди більше, ніж домішкових ($10^6:1$), то при більш високих температурах власних носіїв утворюється значно більше, ніж домішкових, і тепер можна знехтувати домішковою провідністю (друга складова у формулі (23)).

При проміжних температурах можуть працювати обидва механізми провідності (рис.9, перехідна область).

Методика визначення ширини забороненої зони та енергії активації домішок

Ширина забороненої зони та енергія активації домішок можуть бути визначені за допомогою співвідношень (18) і (22) на основі експериментальних даних залежності питомої електропровідності напівпровідника від температури. Однак на практиці для зменшення об'єму роботи замість залежності $\sigma = f(T)$ використовують залежність $R = f(T)$, так як R і σ зв'язані простим співвідношенням: $R = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{l}{S}$, де R – опір зразка напівпровідника, σ – його провідність, l – довжина зразка, S – його площа поперечного перерізу. Саме опір зразка вимірюється в дослідах. Тобто $\sigma \sim \frac{1}{R}$. Це означає, що формулу (23) можна переписати так:

$$R = R_{0i} \exp \left\{ \frac{W_g}{2kT} \right\} + R_{0n} \exp \left\{ \frac{\Delta W_n}{2kT} \right\} \quad (24)$$

і тоді

$$\ln R = \ln R_{0i} + \frac{W_g}{2k} \cdot \frac{1}{T} + \ln R_{0n} + \frac{\Delta W_n}{2k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (25)$$

Схематично залежність $\ln R$ від оберненої температури приведена на рис.10. Більш крута ділянка графіка відображає власну провідність напівпровідника, а похила ділянка – домішкову провідність. Тому згідно формули (25) ширину забороненої зони можна визначити так:

$$W_g = 2k \frac{\ln R_2 - \ln R_1}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}}, \quad (26)$$

а енергію активації домішки:

$$\Delta W_n = 2k \frac{\ln R_4 - \ln R_3}{\frac{1}{T_4} - \frac{1}{T_3}}. \quad (27)$$

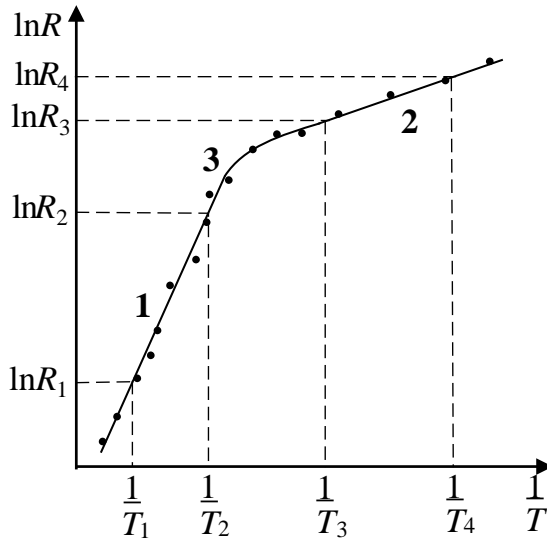


Рис.10.

Експериментальна частина

Прилади і приладдя

1. Шафа термічна лабораторна.
2. Зразок металу (спіраль із вольфраму).
3. Пластинка напівпровідника.
4. Термопара.
5. Мультиметри для вимірювання температури в шафі, опорів провідника і напівпровідника.

Експериментальна установка

Установка (рис.11) для дослідження залежності $R = f(t(^{\circ}\text{C}))$ металу і напівпровідника складається із шафи термічної

лабораторної (1), в якому знаходиться досліджуваний зразок провідника (2), опір якого вимірюється мультиметром (6), напівпровідника (3), опір якого вимірюється мультиметром (7). Для вимірювання температури в термостаті використовується термопара (4), електрорушійна сила якої реєструється за допомогою мультиметра, а шкала проградуєвана в градусах Цельсія (5). Температура може змінюватися від кімнатної до 110°C та регулюватися згідно інструкції на робочому місці.

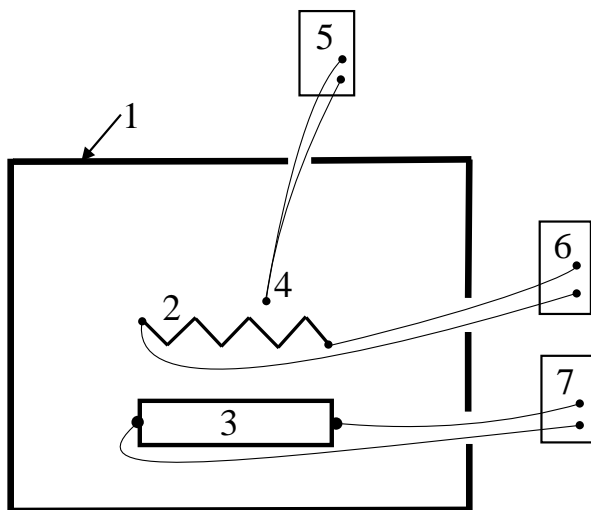


Рис.11. Схема експериментальної установки для вимірювання залежності опору металу і напівпровідника від температури. Позначення на схемі: 1- шафа термічна лабораторна, 2- метал (спіраль вольфраму), 3- напівпровідник, 4- термопара, 5- мультиметр (показчик температури), 6 - мультиметр (вимірює опір металу), 7- мультиметр (вимірює опір напівпровідника).

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися із експериментальною установкою та вимірювальними приладами. Інструкція використання лабораторної установки знаходиться на робочому місці.

2. Виміряти опір зразка металу та напівпровідника при різних температурах. Результати записати в таблицю.

3. Нанести експериментальні точки залежності $R=f(t(^{\circ}\text{C}))$ опору металу від температури на координатну площину (вісь $y - R$, вісь $x - t(^{\circ}\text{C})$).

4. Між точками провести пряму лінії таким чином, щоб кількість експериментальних точок з обох сторін прямої лінії була, по-можливості, однаковою. На прямій лінії вибрати дві точки з координатами (R_1, t_1) і (R_2, t_2) і за формулою (10) розрахувати температурний коефіцієнт опору металу та порівняти результат з табличними значеннями.

4. Побудувати графік $\ln R = f(1/T)$ для напівпровідника та проаналізувати його, намагаючись, якщо це можливо, виділити ділянки власної та домішкової провідностей. Провести прямі лінії так, як показано на рис.10.

5. Використовуючи формулу (26) та прямолінійну залежність $\ln R = f(1/T)$ визначити ширину забороненої зони W_g по ділянці (1) (рис.10.)

6. Аналогічно пункту 5 визначити, якщо це можливо, енергію активації домішок ΔW_n по ділянці (2) (рис.10) за формулою (27).

7. За отриманим значенням ширини забороненої зони W_g визначити тип напівпровідника.

8. Проаналізувати отримані результати та зробити висновки по роботі.

Дослідження залежності опору металу R від температури $t(^{\circ}\text{C})$

Таблиця 1

№п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$t, ^{\circ}\text{C}$													
$R, \text{Ом}$													

Дослідження залежності опору напівпровідника R від температури $t(^{\circ}\text{C})$

Таблиця 2

№п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$t, ^{\circ}\text{C}$													
$R, \text{Ом}$													
$\ln R$													
T, K													
$\frac{10^3}{T}, \text{K}^{-1}$													

Контрольні питання

1. Пояснити принцип поділу речовин на метали та напівпровідники.

2. Як пояснює залежність опору металів від температури класична теорія?

3. Які є труднощі в класичній теорії при поясненні температурної залежності опору металів?

4. Як залежить концентрація «вільних» електронів в металах від температури? Відповідь пояснити.

5. Як якісно пояснює існування електричного опору металів квантова теорія?

6. Чому опір сплавів слабо залежить від температури?

7. Квантова теорія електропровідності металів та її залежність від температури.

8. Який фізичний зміст температури Дебая?

9. Дати визначення температурного коефіцієнта опору.

10. Чому температурний коефіцієнт опору металів практично не залежить від температури? Де можна знайти його значення для різних металів?

11. За якою методикою визначають температурний коефіцієнт опору металів в даній лабораторній роботі?

12. Що таке власний, домішковий напівпровідник?

13. Як змінюється концентрація носіїв заряду у напівпровідниках із збільшенням температури?

14. Як залежить рухливість носіїв заряду від температури у напівпровідниках?

15. Пояснити механізм електропровідності напівпровідників.

16. Якими формулами визначається залежність електропровідності напівпровідників від температури?

17. Пояснити вигляд залежності опору напівпровідника від температури (привести графік).

18. Як визначити ширину забороненої зони та енергію активації домішок у напівпровідниках?

19. Намалюйте експериментальну установку та поясніть призначення її окремих приладів?

20. Який порядок виконання лабораторної роботи?

Література

1. Бабич И.Л., Грищенко Ю.И., Мартынюк А.В. и др. Курс физики: Практикум; Под ред. Городецкого Д. А.–К.; Вища школа, 1992.– 149–157 с.

2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. - Москва: Наука, 1979. - 304 с.

3. Гольдин Л.Л., Игошин Ф.Ф., Козел С.М. и др; Лабораторные занятия по физике: Учебное пособие; Под ред. Гольдина Л.Л.–М.:Наука. Главная ред. физ.–мат. литературы, 1983.- 627 – 637 с.

4. Калашников С. Г. Электричество. -К.: «Радянська школа», 1964. - 337–348с.

5. Скіцько І.Ф., Скіцько О.І. Фізика (Фізика для інженерів): Підручник /: – Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2017.– §§19.5 – 19.10. - Доступ: <http://ela.kpi.ua/handle/123456789/19035>.

6. Скіцько І.Ф. Фізичний практикум. Частина II. – К.ІСЗІ НТУУ «КПІ», 2011. – 168 с.

7. Франк-Каменецкий Д.А. Электрическое сопротивление - квантовое явление. Квант, №12,– М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1984. - 2–12с.